

SÉRIE A, N° 1839

N° D'ORDRE :

2705

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Aurelio MARQUES DA SILVA

1^{re} THÈSE. — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE LA MATÉRIALISATION
DE L'ÉNERGIE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 9 ^{Décembre} ~~novembre~~ 1938 devant la Commission d'examen.

M. A. DEBIERNE..... *Président.*

M^{me} I. JOLIOT-CURIE... } *Examineurs.*
M. F. PERRIN..... }

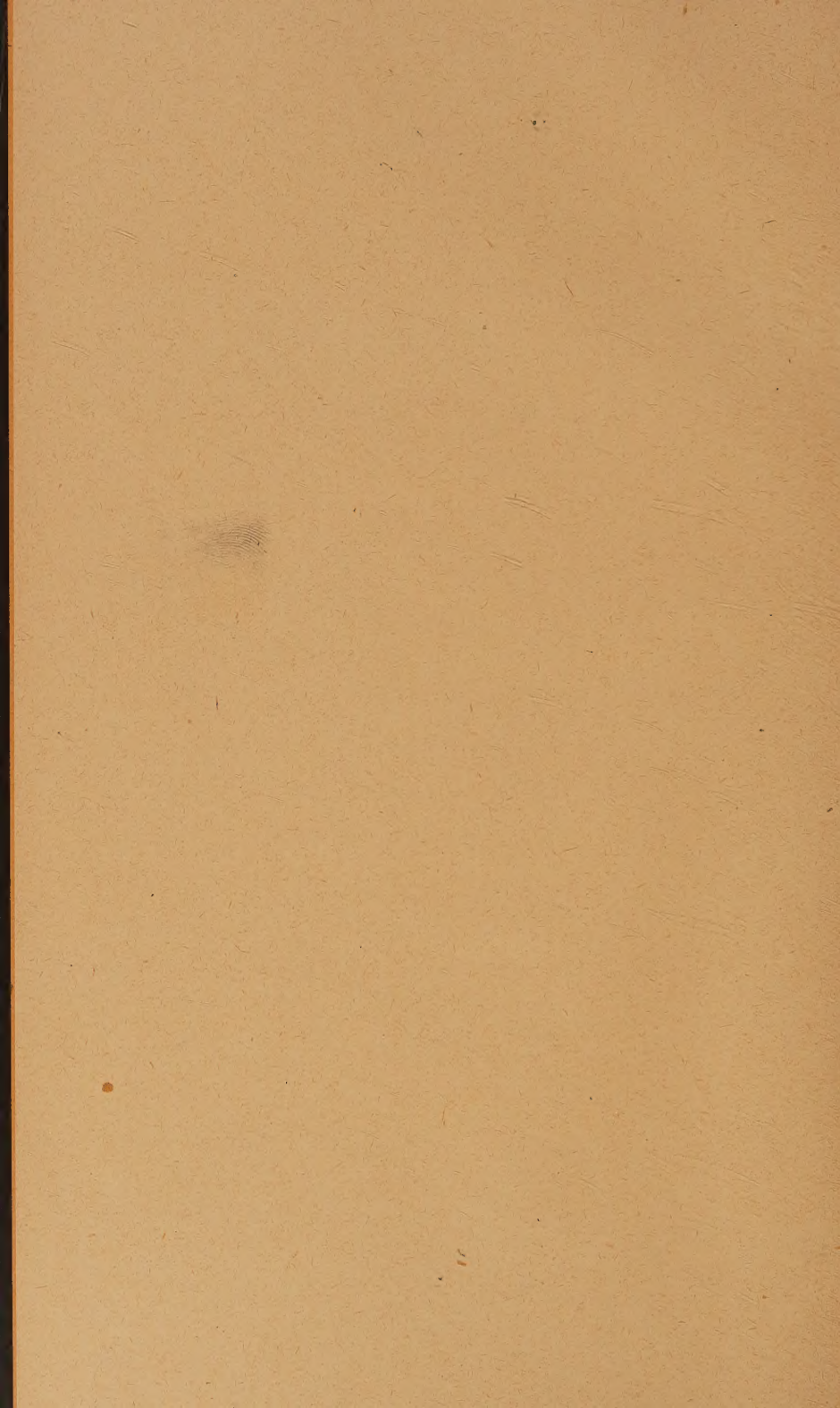
PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1938



SÉRIE A, N° 1839

N° D'ORDRE :

2705

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Aurelio MARQUES DA SILVA

1^{re} THÈSE. — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE LA MATÉRIALISATION
DE L'ÉNERGIE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le ⁹ ~~novembre~~ ^{Décembre} 1938 devant la Commission d'examen.

M. A. DEBIERNE..... *Président.*

M^{me} I. JOLIOT-CURIE... } *Examineurs*

M. F. PERRIN..... }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1938

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen honoraire..... M. MOLLIARD.

Doyen..... C. MAURAIN, Professeur, Physique du Globe.

Professeurs honoraires.

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

H. LEBESGUE.
A. FERNBACH.
Émile PICARD.
Léon BRILLOUIN.
GUILLET.
PÉCHARD.
FREUNDLER.
AUGER.

BLAISE.
DANGEARD.
LESPIEAU.
MARCHIS.
VESSIOT.
PORTIER.
MOLLIARD.
LAPICQUE.

G. BERTRAND.
ABRAHAM.
Ch. FABRY.
Léon BERTRAND.
WINTREBERT.
DUBOSQ.
BOHN.

PROFESSEURS

M. CAULLERY..... T Zoologie (Évolution des êtres organisés).
G. URBAIN..... T Chimie générale.
Émile BOREL..... T Calcul des probabilités et Physique mathématique.
Jean PERRIN..... T Chimie physique.
E. CARTAN..... T Géométrie supérieure.
A. COTTON..... T Recherches physiques.
J. DRACH..... T Analyse supérieure et Algèbre supérieure.
Charles PÉREZ..... T Zoologie.
M. GUICHARD..... Chimie minérale.
Paul MONTEL..... T Théorie des fonctions et Théorie des transformations.
L. BLARINGHEM.. T Botanique.
G. JULIA..... T Mécanique analytique et Mécanique céleste.
C. MAUGUIN..... T Minéralogie.
A. MICHEL-LÉVY. T Pétrographie.
H. BÉNARD..... T Mécanique expérimentale des fluides.
A. DENJOY..... T Application de l'analyse à la Géométrie.
L. LUTAUD..... T Géographie physique et géologie dynamique.
Eugène BLOCH.... T Physique.
G. BRUHAT..... T Physique théorique et physique céleste.
E. DARMOIS..... T Enseignement de Physique.
A. DEBIERNE..... T Physique Générale et Radioactivité.
A. DUFOUR..... T Physique. (P. C. B.).
L. DUNOYER..... Optique appliquée.
A. GUILLIERMOND. T Botanique.
M. JAVILLIER..... Chimie biologique.
ROBERT-LÉVY..... T Physiologie comparée.
F. PICARD..... Zoologie (Évolution des êtres organisés).
Henri VILLAT.... T Mécanique des fluides et applications.
Ch. JACOB..... T Géologie.
P. PASCAL..... T Chimie minérale.
M. FRÉCHET..... T Calcul différentiel et Calcul intégral.
E. ESCLANGON.... T Astronomie.
M^{me} RAMART-LUCAS T Chimie organique.

H. BÉGHIN..... T Mécanique physique et expérimentale.
FOCH..... Mécanique expérimentale des fluides.
PAUTHENIER..... Physique (P. C. B.).
De BROGLIE..... T Théories physiques.
CHRÉTIEN..... Optique appliquée.
P. JOB..... Chimie générale.
LABROUSTE..... Physique du Globe.
PRENANT..... T Anatomie et Histologie comparées.
VILLEY..... Mécanique physique et expérimentale.
COMBES..... T Physiologie végétale.
GARNIER..... T Mathématiques générales.
PÈRES..... Mécan. théor. des fluides.
HACKSPILL..... Chimie (P. C. B.).
LAUGIER..... T Physiologie générale.
TOUSSAINT..... Technique Aéronautique.
M. CURIE..... Physique (P. C. B.).
G. RIBAUD..... T Hautes températures.
CHAZY..... T Mécanique rationnelle.
GAULT..... Chimie (P. C. B.).
CROZE..... Recherches physiques.
DUPONT..... T Théories chimiques.
LANQUINE..... T Géologie structurale et géologie appliquée.
VALIRON..... Mathématiques générales.
BARRABÉ..... Géologie structurale et géologie appliquée.
MILLOT..... Biologie animale (P.C.B.).
F. PERRIN..... Théories physiques.
VAVON..... Chimie organique.
G. DARMOIS..... Calcul des Probabilités et Physique-Mathématique
CHATTON..... T Biologie maritime.
AUBEL..... Chimie biologique.
Jacques BOURCART. Géographie physique et géologie dynamique.
M^{me} JOLIOT-CURIE. Physique générale et Radioactivité.
PLANTEFOL..... Biologie végétale (P.C.B.).
CABANNES..... Enseignement de Physique.
GRASSÉ..... Biologie animale (P. C. B.).
PRÉVOST..... Chimie (P. C. B.).
BOULIGAND..... Mathématiques.

Secrétaire..... A. PACAUD.

Secrétaire honoraire..... D. TOMBECK.

A MADAME IRÈNE JOLIOT-CURIE

ET

MONSIEUR FRÉDÉRIC JOLIOT

Hommage de profonde reconnaissance.



A MES PARENTS

A MA FEMME

A MES FILS

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE LA MATÉRIALISATION DE L'ÉNERGIE

Par M. AURELIO MARQUES DA SILVA

Institut du Radium. Laboratoire Curie.

INTRODUCTION

En 1933, Anderson (1) découvrit expérimentalement l'existence, dans le rayonnement cosmique, d'une particule nouvelle, dont la charge était positive et la masse était du même ordre que celle de l'électron. Cette particule a été appelée électron positif ou positon. Tout de suite après sa découverte, Chadwick, Blackett et Occhialini (2) ont montré qu'on pouvait produire des électrons positifs en bombardant le plomb avec le rayonnement complexe, constitué par des neutrons et des photons, d'une source de polonium plus béryllium.

Irène Curie et F. Joliot (3) ont montré que cette production était due à l'action des rayons γ produits dans la transmutation du béryllium par les rayons α du polonium, et non par les neutrons provenant de cette transmutation. Ces auteurs ont admis, pour expliquer cette production d'électrons positifs, l'hypothèse qu'un photon peut disparaître par interaction avec un noyau d'atome en donnant naissance à une paire d'électrons de signes contraires. Ce phénomène a reçu, sur la proposition de Mme P. Curie, le nom de matérialisation du photon.

Plusieurs auteurs ont ensuite étudié le phénomène de matérialisation des photons, soit du point de vue théorique,

soit du point de vue expérimental. La première étude théorique de ce phénomène est due à Oppenheimer et Plesset (4), qui ont déduit l'expression de la section efficace en fonction du nombre atomique du noyau prenant part au phénomène, d'une part, et de l'énergie du photon, d'autre part. Ces auteurs ont aussi envisagé, pour la première fois, la possibilité de matérialisation de l'énergie cinétique d'une particule matérielle chargée. Une première étude théorique de la matérialisation de l'énergie cinétique d'un électron a été faite par Furry et Carlson (5) qui en ont calculé la section efficace.

L'existence expérimentale de ce dernier phénomène a été signalée pour la première fois par Skobeltzyn (6). Cet auteur a publié une paire de photographies stéréoscopiques obtenues avec un appareil Wilson; on y voit la matérialisation dans le gaz même de la chambre d'un rayon β de ThC'' .

Plus tard, Skobeltzyn et Stepanowa (7) ont, les premiers, étudié d'une façon systématique, par la méthode de Wilson, ce phénomène et ont obtenu des résultats qui ne s'accordent pas avec les prévisions théoriques. La section efficace trouvée est quelques dizaines de fois plus grande que celle pour la matérialisation des photons de même énergie, contrairement à ce qui est prévu par la théorie.

Alichanian, Alichanow et Kosodaew (8), par la méthode de focalisation, et Benedetti (9), par la méthode de la trochoïde, par contre, n'ont pu mettre en évidence l'existence de ce phénomène.

Ce fut alors que, sur le conseil de M. Joliot, nous avons entrepris une série d'expériences en vue d'éclaircir cette question. Nous avons obtenu des résultats en bon accord avec ceux de Skobeltzyn et Stepanowa. Après la publication de nos premiers résultats (10) d'autres auteurs ont, par différentes méthodes, retrouvé ces mêmes résultats.

Dans ce travail, le premier chapitre est réservé à l'exposé, aussi sommaire que possible, des résultats théoriques les

plus importants sur la matérialisation des photons et de l'énergie cinétique des particules chargées.

Dans le deuxième chapitre, nous décrivons en détail les expériences que nous avons réalisées sur la matérialisation de l'énergie cinétique des rayons β du RaC .

Le troisième chapitre est réservé à la discussion de différentes expériences qui ont été réalisées jusqu'à ce jour sur la matérialisation de l'énergie cinétique des rayons β .

Un quatrième chapitre résume les conclusions qui découlent des expériences et des discussions antérieurement exposées et on cherche à montrer que les résultats théoriques ne semblent pouvoir être considérés comme définitifs.

Finalement un cinquième chapitre est consacré à la matérialisation d'un photon dans le champ d'un électron, phénomène qui a été prévu en 1933 par F. Perrin et que nous avons pu observer, pour la première fois, au cours de nos expériences.

Ce travail a été réalisé au Laboratoire Curie de l'Institut du Radium. Je m'incline respectueusement devant la mémoire de Mme Pierre Curie qui m'a accueilli dans ce Laboratoire.

Je tiens à exprimer ma très grande reconnaissance à M. A. Debierne, directeur du Laboratoire, pour les moyens qu'il a bien voulu mettre à ma disposition pour la réalisation de ce travail.

Je remercie aussi très vivement Mme I. Joliot-Curie pour l'intérêt qu'elle a pris à mes expériences et les conseils qu'elle m'a prodigués pendant son exécution.

J'exprime aussi ma gratitude à M. F. Perrin, qui m'a beaucoup aidé dans l'interprétation et la discussion des résultats théoriques.

Je dois finalement une mention très particulière à M. F. Joliot, qui m'a proposé ce travail, et qui n'a cessé, pendant toute la durée de sa réalisation, de m'aider de ses

précieux conseils et qui m'a suggéré de nombreuses idées et fourni d'importants renseignements. Qu'il veuille bien trouver ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

J'ai bénéficié d'une bourse de l'Etat Portugais (Instituto para a Alta Cultura) qui a permis mon séjour à Paris. J'adresse à cette Institution mes vifs remerciements.

CHAPITRE PREMIER

Considérations générales sur la matérialisation des photons et sur la matérialisation de l'énergie cinétique des particules matérielles chargées

1. Matérialisation d'un photon. — Un photon de grande énergie peut se matérialiser par interaction avec un noyau d'atome. Ce phénomène se traduit par la disparition du photon et l'apparition simultanée de deux électrons de signes contraires ; la création de la masse de ces deux électrons exige une énergie de 1,024 MeV. Seuls les photons dont l'énergie est égale ou supérieure à cette valeur peuvent donc être matérialisés. Si l'énergie du photon est supérieure à cette valeur minimum, l'excès d'énergie se retrouve sous forme d'énergie cinétique des deux particules et du noyau au voisinage duquel le phénomène a eu lieu. Le calcul montre facilement que, pour qu'il y ait en même temps conservation de l'énergie et de l'impulsion, la quantité d'énergie communiquée au noyau est extrêmement faible et peut être négligée dans le bilan énergétique du phénomène, de telle façon qu'on peut dire que si on fait la somme des énergies cinétiques des deux électrons créés et de l'énergie de matérialisation (1,024 MeV) on obtient l'énergie du photon matérialisé. Par contre, la quantité de mouvement communiquée au noyau est très importante et on peut voir, très facilement aussi, qu'il serait impossible de satisfaire simultanément aux deux lois de conservation sans la présence d'un noyau

matériel : la matérialisation d'un photon ne peut avoir lieu dans le vide.

F. Perrin (11) a envisagé la possibilité de matérialisation d'un photon par interaction avec un électron. Dans ce cas, la conservation de l'impulsion exige que l'électron préexistant prenne aussi une énergie cinétique importante. De ce fait la valeur minimum de l'énergie du photon pour laquelle ce phénomène peut avoir lieu est de 2,048 MeV. Quoiqu'elle ait été prévue depuis 1933 la matérialisation d'un photon dans le champ d'un électron n'avait jamais pu être observée. Au cours de ce travail nous avons réussi à photographier, pour la première fois, un tel phénomène. Nous nous en occupons en détail dans le dernier chapitre.

2. Observation expérimentale de la matérialisation d'un photon. — Le phénomène de la matérialisation d'un photon peut être observé dans une chambre de Wilson, s'il a lieu dans le gaz qui remplit la chambre ou dans un écran mince placé à l'intérieur. Dans le cas où la matérialisation du photon a lieu par interaction avec un noyau, on observe à partir d'un point une fourche double constituée par un électron positif et un électron négatif. Si dans la chambre règne un champ magnétique uniforme, ces deux trajectoires sont circulaires et courbées en sens inverse. Le noyau de recul n'est pas observable à cause de sa faible énergie.

3. Interprétation de la matérialisation des photons d'après la théorie de l'électron de Dirac. — L'interprétation de ce phénomène du point de vue de la théorie de Dirac est immédiate. On sait, en effet (12), que l'équation d'onde de l'électron de Dirac admet deux sortes de solutions : une solution constituée par une onde d'énergie positive, correspondant aux électrons réellement observés, et une autre, constituée par une onde d'énergie négative. Les électrons décrits par cette onde auraient une énergie totale négative et des pro-

priétés tout à fait étranges et qui n'ont jamais été observées ; placé dans un champ électrique $\vec{E}$, un tel électron prendrait une accélération de sens contraire à la force — $e\vec{E}$ qui agit sur lui ; en perdant de l'énergie, sa vitesse augmenterait ; sa vitesse serait en sens opposé de sa quantité de mouvement, etc... Ce fait a constitué, tout d'abord, une grande difficulté pour la théorie de Dirac et on a essayé d'écarter ces états d'énergie négative. Cependant cela ne se montrait pas facile pour deux raisons principales : d'abord, le système de fonctions, constitué par les ondes d'énergie positive seulement, ne forme pas un système complet ; ensuite, Fermi a montré que l'électron de Dirac ne pourrait pas diffuser la lumière s'il n'était pas susceptible d'états d'énergie négative. Comme on ne peut expliquer les phénomènes de diffusion par les corps matériels sans admettre que les électrons diffusent de la lumière, ce fait constituait une sérieuse difficulté pour la suppression des états d'énergie négative.

Dirac a alors essayé d'interpréter ces états d'énergie négative. Cette interprétation a soulevé au commencement de graves difficultés et ce ne fut qu'après la découverte de l'électron positif qu'on a pu donner une interprétation, plus ou moins satisfaisante, de ces états.

D'après Dirac ces états existent réellement mais ils sont tous occupés et les électrons correspondants sont inobservables.

Quand sous une action extérieure quelconque, un de ces électrons passerait à un état d'énergie positive, il deviendrait observable et se comporterait comme un électron ordinaire ; le trou laissé par cette transition dans la distribution d'électrons à l'état d'énergie négative, se comporterait comme une particule de même masse que l'électron mais ayant une charge de signe contraire. Ce serait donc un électron positif.

Le phénomène de la matérialisation d'un photon s'explique très bien de ce point de vue. Un électron au repos dans un

état d'énergie négative aura une énergie de $-m_0c^2$, m_0 étant la masse au repos de l'électron. La valeur minimum de l'énergie pour un état d'énergie positive est $+m_0c^2$. Pour faire passer un électron d'un état d'énergie négative à un état d'énergie positive il faut donc lui communiquer une énergie minimum de $2m_0c^2$, soit environ 1,024 MeV. Si un photon d'une énergie égale ou supérieure à cette valeur vient heurter un électron au repos dans un état d'énergie négative il peut être absorbé et l'électron passant dans un état d'énergie positive devient observable; en même temps, le trou laissé dans la distribution uniforme d'électrons à l'état d'énergie négative se manifeste à nous comme un électron positif. Cette image correspond donc bien au phénomène précédemment décrit.

Seulement il faut qu'au voisinage de l'électron qui est à l'état d'énergie négative existe une particule matérielle (noyau ou électron) qui prenne l'excès de quantité de mouvement, sans quoi la transition serait impossible parce qu'elle ne pourrait satisfaire simultanément aux deux lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion, comme nous l'avons dit précédemment.

4. Calcul théorique de la section efficace pour la matérialisation d'un photon. — Quand un phénomène résulte de l'interaction de deux particules on évalue généralement la probabilité de sa production par ce qu'on appelle la section efficace pour ce phénomène.

Supposons alors qu'un faisceau de photons traverse la matière. Le nombre de photons Δn qui se matérialisera sera proportionnel au nombre de photons incidents n et à l'épaisseur matière traversée Δx et on peut donc écrire :

$$\Delta n = \mu n \Delta x ;$$

la constante de proportionnalité μ a pour dimension l'inverse

d'une longueur et s'appelle coefficient d'absorption par matérialisation de la matière traversée.

Si on rapporte ce coefficient à un atome, on obtient la section efficace, qu'on peut définir de la façon suivante. Soit l l'épaisseur de matière traversée par un photon pour obtenir en moyenne une matérialisation. La section efficace est la section droite que doit avoir un cylindre de hauteur l pour qu'il contienne en moyenne un atome.

L'image donnée par la théorie de Dirac du mécanisme de la matérialisation du photon permet de déduire théoriquement une expression de la section efficace de ce phénomène en fonction du nombre atomique du noyau qui prend part au phénomène et de l'énergie du photon qui le produit. Il s'agit de calculer la probabilité de transition de l'électron de l'état d'énergie négative à un état d'énergie positive par interaction avec le champ coulombien du noyau et le champ de radiation du photon. Ce calcul est assez analogue à celui de la probabilité de perte d'énergie d'un électron par radiation, sous l'action du champ d'un noyau. La matérialisation d'un photon serait l'inverse d'un tel phénomène où l'état final de l'électron aurait une énergie négative.

Bethe et Heitler (13) ont pu développer complètement les calculs et obtenir des formules donnant la section efficace différentielle pour la création d'une paire d'électrons, le positon ayant une énergie totale comprise entre E_+ et $E_+ - dE$ et le négaton une énergie totale comprise entre E_- et $E_- + dE$, par un photon d'énergie $h\nu = E_+ + E_-$, et cela pour toutes les valeurs de l'énergie $h\nu$. Pour les grandes énergies du photon le calcul est plus compliqué parce que le champ du noyau n'est plus coulombien, la matérialisation pouvant alors avoir lieu à des distances assez grandes du noyau pour que l'effet d'écran des électrons périphériques se manifeste. On peut intégrer analytiquement les formules donnant cette section efficace différentielle dans deux cas seulement et

obtenir alors des formules donnant la section efficace intégrale. On obtient pour cette section efficace :

$$\Phi = r_0^2 \frac{Z^2}{137} \left(\frac{28}{9} \log \frac{2h\nu}{m_0 c^2} - \frac{218}{27} \right)$$

pour $m_0 c^2 \ll h\nu \ll 137 m_0 c^2 Z^{-\frac{1}{3}}$ (effet d'écran négligeable)

$$\Phi = r_0^2 \frac{Z^2}{137} \left[\frac{28}{9} \log (183 Z^{-\frac{1}{3}}) - \frac{2}{27} \right]$$

pour $h\nu \gg 137 m_0 c^2 Z^{-\frac{1}{3}}$ (effet d'écran complet);

où r_0 représente le rayon de l'électron.

Pour toutes les autres valeurs de $h\nu$ on peut faire l'intégration numérique et obtenir, pour chaque valeur de Z , une courbe donnant la variation de la section efficace avec l'énergie du photon.

On voit que la section efficace croît proportionnellement au carré du nombre atomique ; elle augmente aussi avec l'énergie du photon, d'abord lentement, ensuite rapidement et tend enfin vers une valeur asymptotique. De la courbe donnant Φ en fonction de $h\nu$ on peut facilement calculer la valeur de la section efficace de matérialisation pour des photons de différentes sources. On trouve :

Elément	Plomb			Al
Source	Ra	ThC''	Po + Be	Po + Be
Energie (en MeV)	1-2,2	2,65	5-6	5-6
Section efficace (10^{-24} cm ²)	0,46	2,32	7,74	0,19

5. Vérifications expérimentales. — Les résultats théoriques précédemment exposés ont été soumis à des vérifications expérimentales par divers auteurs. Ils se sont montrés en très

bon accord avec l'expérience, tant en ce qui concerne la valeur de la section efficace, que sa variation avec le nombre atomique de l'élément servant de support et l'énergie du photon subissant la matérialisation.

6. Matérialisation de l'énergie cinétique d'une particule matérielle chargée. — Un phénomène tout à fait analogue à la matérialisation d'un photon peut avoir lieu avec une particule matérielle chargée, de grande énergie cinétique. Cette particule peut, par interaction avec un noyau, perdre une certaine quantité de son énergie cinétique, qui sera matérialisée en donnant naissance à une paire d'électrons de signes contraires. Pour que cela soit possible il faut évidemment que l'énergie cinétique de la particule initiale soit d'au moins $2m_0c^2$, soit environ 1,024 MeV, énergie correspondant à la masse propre des particules créées. Comme dans le cas de la matérialisation du photon la présence du noyau est indispensable pour qu'il puisse y avoir en même temps conservation de l'énergie et de l'impulsion. L'impulsion prise par le noyau est importante mais l'énergie est très faible de sorte qu'on peut la négliger dans le bilan énergétique du phénomène. Si l'on ajoute les énergies cinétiques des trois particules existantes après la matérialisation plus 1,024 MeV nécessaires pour la création des deux électrons provenant de la matérialisation on doit obtenir l'énergie cinétique de la particule incidente.

7. Observation expérimentale du phénomène. — Un tel phénomène a pu être observé dans une chambre de Wilson quand il prend naissance, soit dans le gaz même de la chambre, soit dans un écran mince placé à l'intérieur de cette chambre. Dans toutes les expériences la particule initiale était un rayon β . Le phénomène devait se présenter alors de la façon suivante : la trajectoire du rayon β en un certain point se diviserait en trois branches, deux corres-

pondant à une charge négative et une correspondant à une charge positive. Si dans la chambre règne un champ magnétique uniforme, toutes ces trajectoires seront circulaires et le sens de la courbure indiquera immédiatement le signe de la charge.

On n'a jamais obtenu, à notre connaissance, des clichés correspondant exactement à l'aspect que nous venons de décrire ; on a seulement observé la subdivision de la trajectoire initiale en deux trajectoires correspondant à des électrons de signes contraires. Cela s'explique si on admet que l'énergie finale de la particule incidente est nulle.

Le bilan énergétique du phénomène est assez difficile à établir puisque les rayons de courbure de la trajectoire initiale et des trajectoires résultantes sont d'un ordre de grandeur très différent en raison de la grande perte d'énergie cinétique subie par la particule initiale. Cela fait que si on choisit pour le champ magnétique une valeur convenable pour que le rayon de la trajectoire initiale soit mesurable avec précision, il sera trop fort pour permettre une mesure précise des autres rayons de courbure et inversement. On a pu une seule fois établir le bilan énergétique et on s'est trouvé en bon accord avec la théorie.

8. Interprétation de la matérialisation de l'énergie cinétique d'une particule matérielle d'après la théorie de Dirac. — Cette interprétation est extrêmement facile et tout à fait analogue à celle de la matérialisation d'un photon que nous avons développée dans le paragraphe 3. Il s'agit de la même façon de la transition d'un électron d'un état d'énergie négative, où il est inobservable, à un état d'énergie positif, où il devient observable comme un électron ordinaire, le trou laissé dans la distribution uniforme d'électrons à l'état d'énergie négative se manifestant à nous comme un électron positif. La différence consiste donc en ce que l'énergie nécessaire à une telle transition est empruntée à une particule maté-

rielle au lieu de l'être à un quantum $h\nu$ et aussi à ce que la particule heurtant l'électron à l'état d'énergie négative ne disparaît pas ; elle peut perdre toute son énergie cinétique et rester au repos, ce qui empêchera son observation après le phénomène. Mais néanmoins elle subsistera toujours. Ceci constitue d'ailleurs une différence essentielle entre les photons et les particules matérielles, celles-ci ne pouvant s'annihiler que par paires, tandis qu'un photon peut s'annihiler sans la présence d'un autre photon comme cela a lieu, en plus de la matérialisation, dans l'effet photoélectrique. C'est ce fait qui a suggéré à Louis de Broglie (14) l'idée que le photon est une particule complexe, constituée par deux demi-photons, idée qui est à la base de sa nouvelle théorie du photon.

9. Calcul théorique de la section efficace pour la matérialisation de l'énergie cinétique d'une particule matérielle chargée. — D'après l'image fournie par la théorie de Dirac pour ce phénomène on peut calculer théoriquement la section efficace qui lui correspond en fonction du nombre atomique du noyau au voisinage duquel il prend naissance et de l'énergie cinétique de la particule incidente. Il s'agit, comme dans le cas de la matérialisation d'un photon, d'évaluer la probabilité de transition d'un électron d'un état d'énergie négative à un état d'énergie positive par interaction avec la particule et le noyau considéré. Seulement ici on est obligé pour le traiter théoriquement de décomposer le phénomène en étapes et on a envisagé deux décompositions différentes à chacune desquelles correspond une conduite particulière des calculs, amenant à des résultats complètement différents.

On peut supposer que l'électron à l'état d'énergie négative interagit avec une des particules qui se heurtent (particule incidente ou noyau) et passe tout de suite dans l'état final à énergie positive, tandis que la particule considérée reste dans un état intermédiaire. Ensuite cette particule entre en

interaction avec la deuxième particule et toutes les deux passent alors à leur état final. Mais on peut aussi envisager autrement la décomposition de la transition totale de l'état initial à l'état final des trois particules. On peut supposer que l'électron à l'état d'énergie négative interagit avec une des particules heurtantes, cette particule passe immédiatement à son état final, l'électron restant dans un état intermédiaire. Ensuite l'électron va réagir avec l'autre particule heurtante et tous les deux passent à leur état final.

Il est facile de montrer que le premier processus est prépondérant dans le cas où l'énergie cinétique de la particule qui vient heurter le noyau est petite par rapport à son énergie propre, tandis que le deuxième l'emporte quand l'énergie cinétique est grande comparée à l'énergie propre.

Le premier processus a été soumis au calcul par Heitler et Nordheim (15) qui ont obtenu pour la section efficace l'expression :

$$Q \sim \left(\frac{1}{137} \right)^2 \left(\frac{e^2}{m_0 c^2} \right)^2 \frac{m_0^2 c^2}{M_1 T_1} Z_1^4 Z_2^2 \left(1 - \frac{M_1 Z_2}{M_2 Z_1} \right)^2$$

où M_1 , T_1 et Z_1 représentent respectivement la masse, l'énergie cinétique et le nombre atomique de la particule dont l'énergie cinétique se matérialise, et M_2 et Z_2 la masse et le nombre atomique du noyau servant de support et qui est supposé fixe. Comme on voit, cette section efficace diminue quand l'énergie cinétique de la particule heurtante croît, ce qui peut paraître étrange. Cela résulte du fait que le premier processus de transition décrit perd de l'importance pour les grandes énergies cinétiques et que la formule antérieure ne tient compte que de celui-ci.

Pour un proton d'énergie cinétique égale à 1 MeV et pour un noyau de plomb la section efficace donnée pour la formule antérieure est $Q \sim 2,8 \times 10^{-30} \text{ cm}^2$. Pour un électron de même énergie et aussi pour le plomb elle serait de l'ordre de 10^{-26} cm^2 . On voit donc que la production de paires d'élec-

trons par des particules de faible énergie cinétique devaient être négligeable et pratiquement inobservable.

Pour la création de paires par des particules de grande énergie cinétique, c'est le deuxième processus envisagé qui devient prépondérant. Il a été soumis au calcul par Bhabha (16) qui a obtenu pour la section efficace les expressions suivantes :

$$Q = \frac{28}{27\pi} \left(\frac{Z_1 Z_2}{137} \right)^2 \left(\frac{e^2}{m_0 c^2} \right)^2 \log^3 \frac{k}{\gamma}$$

pour les énergies E_- et E_+ des deux électrons créés comprises dans les limites $m_0 c^2 \ll E_-, E_+ \ll \frac{m_0 c^2}{\gamma}$;

$$Q = \frac{28}{27\pi} \left(\frac{Z_1 Z_2}{137} \right)^2 \left(\frac{e^2}{m_0 c^2} \right)^2 \log^2 \frac{2k}{\gamma} \text{ pour } E_+, E_- \gg \frac{m_0 c^2}{\gamma}$$

où $\gamma = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$, v étant la vitesse de la particule heurtante, et k un nombre de l'ordre de 1.

Dans ces formules on n'a pas tenu compte de l'effet d'écran des électrons périphériques de l'atome. Cet effet n'a d'importance que quand la particule initiale a une énergie cinétique très grande. Si on introduit dans les calculs cette influence on trouve alors :

$$Q = \frac{28}{27\pi} \left(\frac{Z_1 Z_2}{137} \right)^2 \left(\frac{e^2}{m_0 c^2} \right)^2 \log \left(k \times 2 \times 137 Z_2^{-\frac{1}{3}} \right) \left\{ 3 \log \frac{k'}{\gamma} \log \frac{k''}{2 \times 137 \times Z^{-\frac{1}{3}} \gamma} + \log^2 \left(k \times 2 \times 137 Z_2^{-\frac{1}{3}} \right) \right\}$$

pour $\frac{1}{\gamma} < 2 \times 137 \times Z^{-\frac{1}{3}}$;

$$Q \sim \frac{1}{3\pi} \left(\frac{Z_1 Z_2}{137} \right)^2 \left(\frac{e^2}{m_0 c^2} \right)^2 \log \left(k \times 2 \times 137 Z^{-\frac{1}{3}} \right)$$

pour $\frac{1}{\gamma} > 2 \times 137 \times Z^{-\frac{1}{3}}$;

où k , k' et k'' sont des nombres différents mais tous de l'ordre de 1.

Il est intéressant de comparer la section efficace Q pour la matérialisation de l'énergie cinétique d'un électron et la section Q_γ pour la matérialisation d'un photon de même énergie. On trouve approximativement :

$$\frac{Q}{Q_\gamma} \sim \frac{1}{3\pi} \times \frac{1}{137} Y$$

où :

$$Y = \begin{cases} \log^2 \frac{1}{\gamma} & \text{pour } \frac{1}{\gamma} < 2 \times 137 \times Z_2^{-\frac{1}{3}} \\ 3 \log \frac{1}{\gamma} \log \frac{1}{2 \times 137 \times Z_2^{-\frac{1}{3}}} + \log^2 (2 \times 137 Z_2^{-\frac{1}{3}}) & \text{pour } \frac{1}{\gamma} > 2 \times 137 \times Z_2^{-\frac{1}{3}} \end{cases}$$

Cela donne pour le plomb les valeurs numériques suivantes :

$\frac{1}{\gamma}$	10	50	100	500	1 000
$Q \text{ (cm}^2\text{)}$	11×10^{-26}	56×10^{-26}	$0,9 \times 10^{-24}$	$2,2 \times 10^{-24}$	$2,9 \times 10^{-24}$
$\frac{Q}{Q_\gamma}$	0,004	0,01	0,02	0,05	0,06

On voit que la section efficace pour la matérialisation des rayons β dont on peut disposer au laboratoire ($\frac{1}{\gamma} \sim 10$) est extrêmement faible et on ne devait pas espérer observer la création de paires par ce rayonnement.

10. Résultats expérimentaux. — Au contraire de ce qui a lieu dans le cas de la matérialisation des photons les résul-

tats expérimentaux concernant la matérialisation de l'énergie cinétique des rayons β ne sont pas en accord avec les prévisions théoriques indiquées précédemment.

Les premières expériences dans ce domaine ont été réalisées en 1935 par Skobeltzyn et Stepanowa (7) qui ont trouvé pour ce phénomène une section efficace plus de 1 000 fois plus grande que la valeur théorique et quelques dizaines de fois plus grande que la section efficace pour la matérialisation d'un photon de même énergie.

D'autres auteurs ont repris ensuite, par différentes méthodes, l'étude de cette question et quelques-uns ont retrouvé les résultats de Skobeltzyn et Stepanowa, tout au moins en ce qui concerne l'ordre de grandeur, tandis que d'autres n'ont pu mettre en évidence l'existence même du phénomène.

Nous nous réservons de discuter en détail les résultats de toutes les expériences réalisées jusqu'à ce jour dans ce domaine dans le chapitre III. Avant cela nous allons décrire les expériences que nous avons réalisées nous-mêmes et dont les résultats sont en accord satisfaisant avec ceux de Skobeltzy et Stepanowa.

CHAPITRE II

Mesure de la section efficace pour la matérialisation de l'énergie cinétique des rayons β du RaC.

1. Dispositif expérimental. — La source était constituée par une petite ampoule en verre mince contenant du bromure de radium. Les parois de l'ampoule, quoique suffisamment minces pour ne pas diminuer notablement l'énergie des rayons β , étaient néanmoins assez épaisses pour arrêter complètement les rayons α qui seraient très gênants pour les expériences. L'intensité de la source était d'environ 10^{-6} curies.

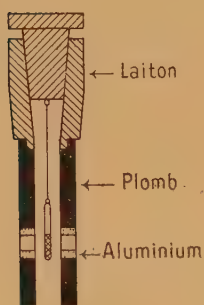


Fig. 1.

Cette source était suspendue à l'intérieur d'un tube en plomb (fig. 1), de 11 mm. de diamètre extérieur et de 3 cm. de longueur, et dont la paroi avait 3 mm. d'épaisseur. Dans ce tube étaient percés deux orifices diamétralement opposés. La paroi de ces orifices était recouverte d'une chemise en aluminium de 1,5 mm. d'épaisseur. Cette chemise était destinée à diminuer la matérialisation des rayons γ de la source dans la paroi des orifices, phénomène qui aurait pu avoir une importance appréciable si ces parois étaient en plomb mais qui devient négligeable si elles sont en aluminium. Le diamètre libre des trous était de 3 mm.

On avait soin de suspendre la source de façon que la par-

tie de l'ampoule qui contenait le bromure de radium soit bien en face des trous.

Le tube en plomb avec la source était placé au centre d'une chambre de Wilson comme l'indique la figure 2. L'appareil Wilson employé a été celui qui a été construit par F. Joliot et dont la description a été déjà publiée (17).

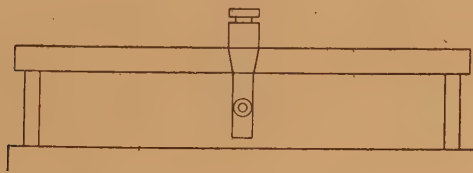


Fig. 2.

Les détentes étaient photographiées à l'aide d'un appareil stéréoscopique placé au-dessus de la chambre.

Autour de la chambre une bobine permettait de créer un champ magnétique dans le volume de celle-ci. Pendant les expériences le champ utilisé était de 300 à 400 gauss.

Autour de la source on pouvait enrouler des écrans de diverses épaisseurs.

2. Variation du nombre de positons observés avec l'épaisseur de l'écran. — Sur les clichés on voit de nombreux électrons sortant des deux orifices ménagés dans le tube de plomb et aussi quelques-uns provenant de la périphérie de celui-ci et dus aux effets Compton et photoélectrique des rayons γ de la source que l'épaisseur de plomb est insuffisante à absorber. De temps en temps on voit des positons sortant, soit des trous, soit de la paroi de plomb.

On a commencé par étudier la variation du nombre de positons et d'électrons sortant des trous avec l'épaisseur d'un écran de plomb. Les résultats figurent au tableau I.

TABLEAU I

Epaisseur de l'écran en g./cm ²	Nombre total de négatons sortant des trous	Nombre total de positons sortant des trous	Nombre de clichés	Nombre de négatons par cliché	Nombre de positons par 100 clichés
0	1 379	19	49	28,1	38,8
0,098	1 776	25	101	17,6	24,8
0,283	1 130	23	102	11,1	22,5
0,343	1 016	18	97	10,5	18,6
0,463	462	8	48	9,6	17,0

La variation du nombre de positons venant des orifices, indiquée dans la dernière colonne du tableau, est exprimée graphiquement par la courbe de la figure 3.

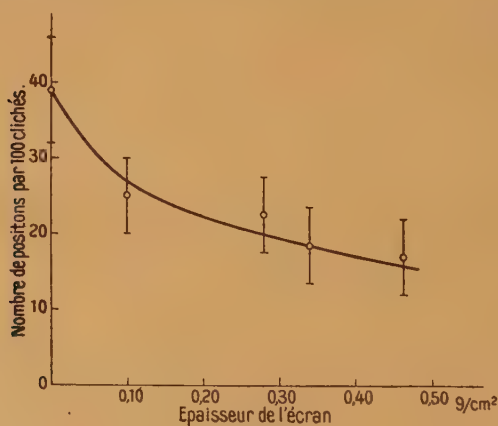


Fig. 3.

3. Vérification de la constance du temps d'efficacité de l'appareil Wilson. — Pour que la courbe antérieure puisse avoir une signification quelconque, il était indispensable de s'assurer que le temps d'efficacité de l'appareil Wilson n'avait pas varié pendant toute la durée des expériences. Ce fut en vue de cette vérification que nous avons fait la statistique des électrons sortant des trous, c'est-à-dire ayant traversé les différents écrans. La variation du nombre moyen par détente de ces électrons avec l'épaisseur de l'écran indiquée dans la cinquième colonne du tableau est représentée par la courbe de la figure 4. Cette courbe s'accorde très bien avec la courbe d'absorption des rayons β de RaB + C ce qui prouve que le temps d'efficacité n'a pas varié, au moins de façon sensible, au cours de toute la série d'expériences.

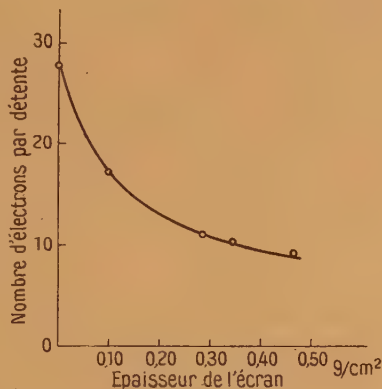


Fig. 4.

4. Origine des positons observés. — Ce point étant établi, il s'agissait d'interpréter la courbe de la figure 3 et voir si l'on pouvait expliquer son allure. Le premier point à gauche, correspondant à la source découverte, correspond donc à des positons émis spontanément par la source. Ceux-ci seront en partie absorbés quand on entoure la source par un écran, mais alors, apparaissent des positons créés dans l'écran même par la matérialisation des rayons β et γ de la source. Il était très important de pouvoir dénombrer les positons dus à chacun de ces effets.

5. Positons émis directement par la source. — Pour obtenir la variation du nombre de positons émis directement par la source avec l'épaisseur de l'écran, c'est-à-dire la courbe d'absorption de ces positons, nous avons tenté de déterminer leur spectre d'énergie. Pour cela nous avons mesuré le rayon de courbure de chacun des positons qu'on avait photographiés sans écran autour de la source et comme on connaît le champ magnétique qui règne dans la

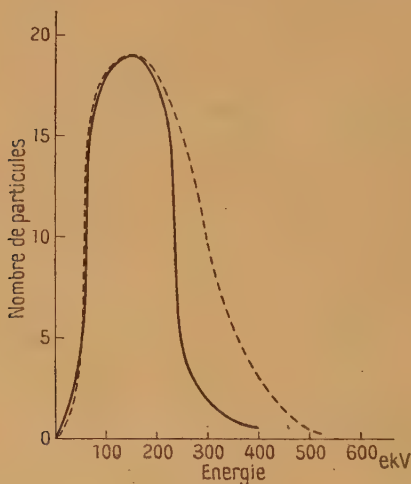


Fig. 5.

chambre, on en déduit l'énergie. Le spectre obtenu est représenté par la courbe en trait plein de la figure 5. Ce spectre ne s'éloigne pas beaucoup de celui des rayons β du RaB qui est représenté sur la même figure en trait pointillé.

Il faut remarquer que le spectre d'énergie obtenu ne correspond pas exactement au spectre d'énergie des positons naturels d'une source de Ra. En effet, ils ont été ralentis par la paroi de verre de l'ampoule, et sont par conséquent légèrement moins énergiques qu'au moment de leur émission.

Ce ralentissement cependant n'est pas considérable ; en tout cas, nous n'avons pas employé une ampoule extrêmement mince car il fallait arrêter complètement les rayons α . D'ailleurs ce qui nous intéresse ce n'est pas le spectre d'énergie des positons naturels du Ra, mais bien le spectre d'énergie des positons sortant de l'ampoule (y compris ceux qui prennent naissance dans le verre), puisque ce sont ceux-ci qui vont être absorbés dans les écrans.

Etant donnée la similitude du spectre d'énergie des positons émis par notre source et de celui des rayons β du RaB nous avons admis que ces deux rayonnements suivraient la même loi d'absorption. L'erreur ainsi commise ne doit pas être appréciable ; en tout cas, comme d'une part la limite supérieure du spectre du RaB est supérieure à celle du spectre des positons, et que, d'autre part, les positons peuvent subir une absorption supplémentaire due au phénomène d'annihilation, on peut prévoir que la loi d'absorption des positons si elle s'écarte un peu de celle des rayons β du RaB le fait dans le sens d'une plus forte absorption pour les positons que pour les rayons β du RaB.

La courbe d'absorption des rayons β du RaB est bien connue ; elle est représentée dans la figure 6. Cette figure est exécutée rigoureusement à la même échelle que la figure 3, afin qu'on puisse les comparer plus facilement.

On voit tout de suite que les deux courbes ne coïncident

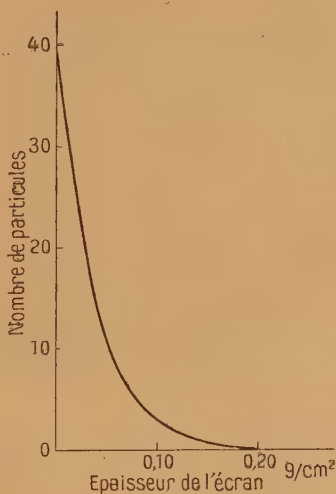


Fig. 6.

pas. La diminution du nombre de positons observés avec l'épaisseur d'écran traversée est beaucoup plus faible que celle qui correspondrait à l'absorption simple des positons naturels de la source. La différence d'ordonnées des deux courbes représente donc le nombre de positons qui sont créés dans l'écran lui-même.

Cette création de positons est due aux deux rayonnements β et γ de la source. Il nous faut donc dénombrer encore ceux qui proviennent de chacune de ces deux origines.

6. Evaluation du nombre de positons attribuables à la matérialisation des photons de la source. — Pour évaluer le nombre de positons qui proviennent de la matérialisation des photons de la source nous avons procédé de la façon suivante.

Tout d'abord on a compté le nombre de positons émis par deux couches opposées du tube de plomb de 3 mm. de largeur (même largeur que celle des orifices) dans une direction perpendiculaire à celle des orifices. On a trouvé comme moyenne d'un très grand nombre de clichés (tous les clichés étant utilisables pour cela quelle que soit l'épaisseur de l'écran autour de la source) la valeur de 8 positons pour 100 détentes. Ces positons sont nécessairement dus à la matérialisation des photons de la source puisqu'il y a une épaisseur de 3 mm. de plomb à traverser avant de sortir et cette épaisseur arrêterait complètement soit les positons naturels, soit ceux qui seraient créés par les rayons β .

On peut facilement calculer l'épaisseur de plomb qui correspond à un équilibre entre les rayons γ et les positons créés, c'est-à-dire l'épaisseur de plomb telle qu'une augmentation de celle-ci n'entraîne plus une augmentation du nombre de positons observés. En effet on sait que l'énergie maximum des rayons γ d'une source de Ra en équilibre avec ses descendants est de 2,7 MeV. Si un tel photon se matérialise, l'énergie disponible après la création de la masse des deux

électrons de signes contraires qui prennent naissance est de 1,7 MeV. Si toute cette énergie est communiquée au positon son parcours dans le plomb sera de l'ordre de 0,6 g./cm². On peut d'après cela prévoir l'allure de la courbe représentant la variation du nombre de positons créés par matérialisation des photons avec l'épaisseur de l'écran. Pour les faibles épaisseurs de l'écran, pour lesquelles l'absorption des positons créés est négligeable, le nombre de positons sortant de l'écran croît à peu près proportionnellement à l'épaisseur. Ensuite l'augmentation sera de moins en moins rapide jusqu'à atteindre la valeur d'équilibre. A partir de cette épaisseur d'écran le nombre de positons observés décroîtra très lentement à cause de l'absorption des photons eux-mêmes

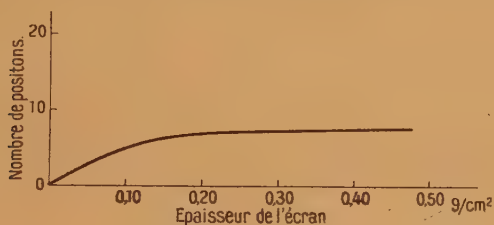


Fig. 7.

par l'écran. L'allure de la courbe est celle représentée dans la figure 7.

Cette courbe n'est pas extrêmement précise puisque le seul point déterminé d'une façon certaine est celui qui correspond à une épaisseur d'écran de 0,6 g./cm². Cependant il est à remarquer que le nombre de positons dus à la matérialisation des rayons γ ne peut jamais dépasser 8 pour 100 clichés et aussi que la partie initiale de cette courbe (jusqu'à l'épaisseur de 0,10 g./cm²), qui est celle qui nous intéresse le plus, est bien déterminée puisque dans cette région le nombre de positons observé doit être proportionnel à l'épaisseur de l'écran.

Si tous les positons observés provenaient seulement des deux effets envisagés, c'est-à-dire émission de la source et matérialisation des rayons γ , en ajoutant les ordonnées des deux courbes des figures 6 et 7 on devrait obtenir la courbe de la figure 3. Tel n'est pas le cas. Cette dernière courbe accuse un excès de positons. Cet excès de positons a été attribué à la matérialisation de l'énergie cinétique des rayons β , aucun autre phénomène connu ou prévu théoriquement ne pouvant être rendu responsable d'une telle création.

7. Courbe des positons attribuables à la matérialisation de l'énergie cinétique des rayons β . — En ajoutant les ordonnées des courbes des figures 6 et 7 et en retranchant le résultat des ordonnées correspondantes de la courbe de la figure 3, on obtient la courbe qui donne la variation du

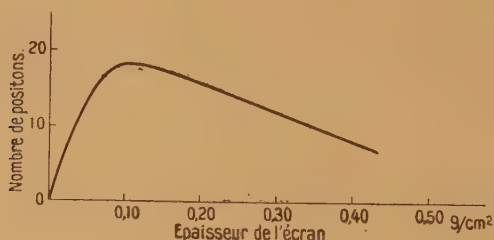


Fig. 8.

nombre de positons créés par la matérialisation de l'énergie cinétique des rayons β , avec l'épaisseur de l'écran. Cette courbe est représentée dans la figure 8.

Elle présente un maximum pour une épaisseur d'écran de $0,10 \text{ g./cm}^2$ et ensuite une décroissance régulière dont la pente correspond bien à l'absorption des rayons β émis par la source et d'énergie comprise entre 1 et $2,2 \text{ MeV}$.

L'épaisseur de l'écran à laquelle correspond le maximum de la courbe est aussi favorable à la supposition que ces positons sont bien dus à la matérialisation de l'énergie cinétique

des rayons β . En effet cette épaisseur correspond au parcours de rayons β (ou de positons), de 340 ekV. L'énergie moyenne des positons créés ne doit pas s'éloigner beaucoup de cette valeur puisqu'elle est comprise entre 0 et 1 200 ekV, mais les positons d'énergie petite sont plus nombreux que ceux de grande énergie.

8. Calcul de la section efficace pour la matérialisation de l'énergie cinétique des rayons β . — Des résultats antérieurs on peut très facilement déduire la valeur de la section efficace moyenne pour la matérialisation de l'énergie cinétique des rayons β d'énergie comprise entre 1 et 2,2 MeV si on compte le nombre de rayons β de cette énergie émis par la source et venant frapper les écrans. Nous avons obtenu pour cette section efficace moyenne la valeur 8×10^{-23} cm². Il faut remarquer que la précision sur cette valeur est assez mauvaise. Nous pensons que la seule chose que l'on puisse retenir est son ordre de grandeur. Pour obtenir une bonne précision il faudrait faire un nombre considérable de clichés de façon à diminuer dans des proportions notables l'influence des fluctuations statistiques.

En tout cas on remarquera que le résultat expérimental s'éloigne considérablement des prévisions théoriques exposées au chapitre premier.

9. Variation de la section efficace avec le nombre atomique de l'élément constituant l'écran. — Pour étudier la variation de la section efficace de matérialisation avec le nombre atomique, nous avons remplacé l'écran de plomb par un écran d'aluminium. Nous n'avons pas pu faire une étude aussi complète que dans le cas antérieur puisque notre dispositif ne permettait pas d'entourer la source par des écrans très épais comme il aurait fallu en raison de la faible densité de l'aluminium, pour pouvoir obtenir des points de la courbe correspondant aux masses superficielles élevées.

Nous nous sommes donc contentés de faire cette étude seulement pour une épaisseur d'aluminium de $0,11 \text{ g./cm}^2$, correspondant au maximum de la courbe pour le plomb. Les résultats obtenus ont été les suivants :

Epaisseur de l'écran	Nombre total de négatons sortant des trous	Nombre total de positons sortant des trous	Nombre de clichés	Nombre de négatons par cliché	Nombre de positons par 100 clichés
$0,11 \text{ g./cm}^2$	1 189	14	99	12,0	14,1

La section efficace pour la matérialisation des photons variant comme le carré du nombre atomique, elle est absolument négligeable pour un écran d'aluminium. En outre, la figure 6 nous montre que pour une telle épaisseur d'écran, les positons naturels de la source sont déjà presque entièrement absorbés. On peut donc admettre que les 14 positons observés proviennent de la matérialisation de l'énergie cinétique des rayons β .

Pour la même épaisseur de plomb on avait obtenu 18 positons attribuables au même phénomène. On voit par conséquent que le rendement du phénomène est du même ordre de grandeur pour des écrans de plomb ou d'aluminium de même masse superficielle.

Le rapport du nombre de noyaux présents étant, pour la même masse superficielle, de 7,7 et celui des nombres atomiques de 6,3 on voit que la probabilité de matérialisation serait proportionnelle à Z plutôt qu'à Z^2 . C'est un nouveau désaccord entre les prévisions théoriques et les résultats expérimentaux.

CHAPITRE III

Comparaison et discussion des expériences des divers auteurs sur la matérialisation de l'énergie cinétique des rayons β .

1. Expériences avec la chambre Wilson. — a) *Expériences de Skobeltzyn et Stepanowa.* — Comme nous avons dit précédemment, les premières expériences réalisées sur la matérialisation de l'énergie des rayons β sont dues à Skobeltzyn et Stepanowa (7). Elles ont été réalisées à l'aide d'une chambre de Wilson. Le dispositif employé était très semblable à celui que nous avons utilisé nous-mêmes. La source était constituée par une petite ampoule en verre mince contenant du bromure de radium. Elle était placée à l'intérieur d'un tube en plomb de 2,5 mm d'épaisseur percé d'un trou de 4 mm. de diamètre. Le tube avec la source se trouvait à l'intérieur d'une chambre de Wilson, très près de sa périphérie, le trou tourné vers l'intérieur.

Nous avons modifié notre dispositif, comme nous l'avons indiqué au chapitre II en plaçant le tube porte-source au milieu de l'appareil, en augmentant l'épaisseur de la paroi et en employant deux trous opposés de diamètres plus petits. La position de la source au milieu de l'appareil a l'avantage de nous permettre d'évaluer le nombre de positons provenant de la matérialisation des rayons γ et aussi d'augmenter le nombre de rayons étudiés pour un même nombre de clichés, puisqu'on a pu se servir de deux trous au lieu d'un. Enfin l'augmentation de l'épaisseur de la paroi du tube diminue le nombre de photons de faible énergie traversant

la chambre et qui donnent par effet photoélectrique et Compton des électrons qui encombrant un peu les clichés.

Du nombre de positons observés et du nombre de rayons β d'énergie supérieure à 1,0 MeV. Skobeltzyn et Stepanowa ont déduit la valeur de la section efficace. Ces auteurs ont trouvé la valeur $1,5 \times 10^{-22}$ cm². Cette valeur est environ le double de celle que nous avons trouvée nous-mêmes. Cet écart peut s'expliquer par des erreurs statistiques, d'une part, et, d'autre part, par le fait que ces auteurs ont attribué tous les positons observés à la matérialisation de l'énergie cinétique des rayons β , leur dispositif ne leur permettant pas d'évaluer le nombre de ceux qui provenaient de la matérialisation des photons et ayant négligé ceux qui provenaient directement de la source.

En tout cas il est à remarquer que pour les écrans étudiés et dont l'épaisseur va de 0,06 à 0,23 g./cm² le nombre total de positons observés (par rapport au nombre de rayons β) coïncide très exactement avec ce que nous avons obtenu.

En ce qui concerne la variation de la section efficace ces auteurs avaient trouvé aussi qu'elle était proportionnelle à Z et non à Z^2 comme on devait s'attendre d'après la théorie. Il est à remarquer que l'écart est dans le sens d'une section efficace un peu plus petite pour les éléments légers que celle qui correspondrait à une proportionnalité rigoureuse au nombre atomique. Nous avons trouvé aussi un écart dans ce même sens mais nous pensons qu'il s'agit simplement d'une coïncidence fortuite puisque la valeur de l'écart est assez petite pour pouvoir être due exclusivement aux fluctuations statistiques.

Les mêmes auteurs ont réalisé une nouvelle série d'expériences (18) en plaçant la source à l'extérieur de l'appareil Wilson, à une distance d'environ 30 cm. Les rayons β émis par cette source (3 à 5 mc de bromure de radium) passaient à travers une fente et étaient déviés par un petit électro-aimant d'un angle de 90° pour entrer dans la chambre à

travers une fenêtre en aluminium. Dans la chambre étaient disposés plusieurs écrans qui étaient frappés par les rayons β . Avec ce dispositif on pouvait observer la formation de paires au point d'impact du rayon β dans l'écran.

Avec le plomb les auteurs ont observé 10 paires pour 300 détentes avec 4 particules traversant la chambre en moyenne par détente. Quelquefois ils observaient au lieu d'une paire un simple positon. Ce dernier cas était même le plus fréquent avec l'aluminium.

Il est à remarquer qu'on n'a jamais observé de fourche triple issue de l'écran au contraire de ce qu'on pouvait prévoir. Ce fait peut s'expliquer en admettant que l'énergie du rayon β passe entièrement aux particules créées par matérialisation.

D'après ces expériences la section efficace pour la matérialisation de l'énergie des rayons β dans l'aluminium serait de $5 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$ tandis que d'après les premières expériences elle devait être de 10^{-23} cm^2 . On voit donc que les premières valeurs données par cet auteur doivent être trop grandes par un facteur 2, ce qui est tout à fait en accord avec le résultat de nos expériences.

b) *Expériences de Staub.* — D'autres expériences ont été réalisées par Staub (19). Le dispositif employé était excellent mais le nombre de détentes a été insuffisant pour obtenir des résultats numériques concluants.

La source était placée à l'extrémité d'un solénoïde, dans lequel on faisait passer un courant électrique de façon à créer un champ magnétique. Ce champ magnétique a pour effet de courber les rayons β émis par la source et de les focaliser dans un certain point. Un cylindre de plomb de longueur suffisante placé à l'intérieur du solénoïde empêchait les rayons γ d'atteindre ce point. On focalisait ainsi les rayons β d'énergie voulue sur une fenêtre aménagée dans la paroi de verre de la chambre de Wilson, qui était fermée par l'écran qu'on voulait étudier. Avec ce dispositif l'auteur a

trouvé que la section efficace de matérialisation dans le plomb était inférieure à $3,4 \times 10^{-23} \text{ cm}^2$.

Il faut remarquer qu'une trajectoire dont la courbure correspondrait à un positon provenant de l'écran a été considérée par l'auteur comme un électron négatif se dirigeant vers l'écran et produit par effet photoélectrique par des photons diffusés. La raison de cette attribution est qu'on a obtenu d'autres photoélectrons aboutissant à d'autres endroits de la paroi du cylindre de verre. Cependant il nous semble que le nombre de détentes a été insuffisant pour que cette attribution soit sûre. En tout cas, puisque la valeur maximum de la section efficace indiquée par Staub est du même ordre de grandeur que celle que nous avons trouvée les résultats de Staub et les nôtres ne peuvent être considérés comme contradictoires.

c) *Expériences de Champion et Barber* (20). — Ces expériences ont été réalisées avec une chambre de Wilson remplie d'un mélange de 95 o/o d'azote et 5 o/o de vapeur de mercure-diméthyl et traversée par les rayons β du RaE. On a pris environ 1 000 photos, correspondant à environ 40 m. de trajectoire de rayons β d'énergie comprise entre 1,0 et 1,3 MeV. Deux cas de matérialisation ont été observés. Le bilan énergétique de la meilleure paire a été mesuré et le résultat obtenu a été le suivant :

Energie du rayon β incident	1,10 MeV
Energie du positon	0,15 »
Energie de l'électron négatif	0,013 »

Les énergies des deux premières particules ont été mesurées d'après le rayon de courbure de leurs trajectoires, celle de la dernière d'après son parcours ; cette dernière est beaucoup moins précise que les autres ; en tout cas le bilan énergétique semble montrer qu'il y a la conservation de l'énergie dans le phénomène. Il n'y avait pas une deuxième trajectoire d'électron négatif partant du point de création de la paire.

La section efficace déterminée est de l'ordre de 10^{-22} cm² ; évidemment la précision sur ce nombre est très faible, puisqu'on a obtenu deux cas de matérialisation seulement. En tout cas elle est du même ordre de grandeur que les valeurs obtenues par Skobeltzyn et Stepanowa et par nous.

Les auteurs n'ont pu observer de matérialisation dans l'azote pour 200 m. de trajectoire photographiée, ce qui montre que la section efficace décroît avec le nombre atomique sans que de ces expériences on puisse dégager une loi reliant ces deux quantités.

2. Expériences par la méthode de focalisation. — Ces expériences ont été réalisées par Alichanow, Alichanian et Kosodaew (8). Ces auteurs ont étudié l'émission de positons par les sources radioactives et la production d'électrons positifs dans des écrans bombardés par les rayons γ ; ils n'ont pu mettre en évidence la création de positons par matérialisation de l'énergie cinétique des rayons β . Nous pensons cependant que leur conclusion sur ce point, qui est en désaccord avec la nôtre, est discutable. En effet ces auteurs ont remarqué qu'un écran d'aluminium d'épaisseur quelconque diminue toujours le nombre de positons comptés. Ce résultat est en accord avec ceux de Skobeltzyn et Stepanowa et les nôtres, et résulte du fait que l'absorption par les écrans des positons naturels est plus importante que la création par matérialisation. Ces auteurs ont compté le nombre de positons en interposant des écrans d'épaisseur croissante en face de la source et pour différentes valeurs du champ magnétique, correspondant à des particules de différentes énergies. Les résultats obtenus sont indiqués dans le tableau suivant :

Energie ekV	132	170	210	276	396	497	564	750	930
$\text{H}\beta$	1 300	1 500	1 700	2 000	2 500	3 900	3 150	3 850	4 500
mmAl									
0	139	203	203	310	315	319	315	175	180
0,5	52	82	98	135	145	162	127	117	103
1	43	54	60	82	89	88	103	68	46
3	44	48	67		90	119	86	57	53

Aucun des positons observés après la traversée d'un écran de 3 mm. d'aluminium ne peut provenir de la source. En effet le spectre d'énergie des positons naturels (déterminé par ces mêmes auteurs) a une limite d'énergie d'environ 1 200 ekV, à laquelle correspond un parcours dans l'aluminium d'environ 2 mm. Ils sont donc créés dans l'écran. Nous allons voir qu'il serait difficile de les attribuer à la seule matérialisation des photons.

En effet, d'après le spectre obtenu pour les positons provenant de la matérialisation des photons d'une source de RaC (étudié en employant comme écran une feuille épaisse de plomb) ceux-ci ont une énergie maximum d'environ 1 200 ekV, soit un parcours dans l'aluminium de 0,6 g./cm² ou 2,2 mm. Dans l'écran de 3 mm. d'aluminium on a donc déjà équilibre entre la radiation γ et les positons de matérialisation. Or les auteurs ont reconnu que le rapport entre le nombre de positons émis par une source de RaC entourée d'une feuille épaisse de plomb et la même source nue était de 1,10. Le rapport entre le nombre de positons émis par une source entourée par une lame épaisse de plomb et par une lame épaisse d'aluminium a été trouvé égal à 5 (il devait être 6,3

si la loi de proportionnalité au carré du nombre atomique était bien vérifiée). D'après ces données on devait s'attendre (si ces proportions, qu'on a établies pour le nombre total de positons, étaient vérifiées pour les positons de chaque énergie) au nombre suivant de positons créés par matérialisation.

Energie	132	170	210	276	396	497	564	750	930
Nombre de positons	31	45	45		69	70	69	39	40

On voit donc que ces nombres sont régulièrement plus petits que les nombres trouvés par les auteurs, ce qui semble bien montrer qu'au phénomène matérialisation des photons se superpose un autre phénomène donnant naissance à cet excès de positons, et qui serait précisément la matérialisation de l'énergie cinétique des rayons β .

Il y a encore un autre fait dans ces expériences qui indique l'existence de ce phénomène. Il semble bien établi du point de vue expérimental que la section efficace pour la matérialisation des photons croît proportionnellement à Z^2 , comme le prévoit la théorie. En irradiant par une même source de rayons γ des feuilles de plomb, d'aluminium et de béryllium d'épaisseur suffisante pour qu'il y ait équilibre entre la radiation γ et les positons créés et en comptant ceux-ci on devait s'attendre à trouver les rapports suivants pour les nombres de positons :

$$\frac{N_{\text{Pb}}}{N_{\text{Al}}} = 6,3 \quad \frac{N_{\text{Al}}}{N_{\text{Be}}} = 3$$

N_{Pb} , N_{Al} , N_{Be} étant le nombre de positons émergeant respectivement des feuilles de plomb, d'aluminium et de béryllium.

Les auteurs cités ont en effet effectué cette expérience et ont trouvé les nombres suivants :

$$\frac{N_{\text{Pb}}}{N_{\text{Al}}} = 5 \quad \frac{N_{\text{Al}}}{N_{\text{Be}}} = 1,5$$

c'est-à-dire un excès de positons dans le cas des éléments légers. Cet écart, dans le cas du béryllium, semble tout à fait hors de la limite des erreurs expérimentales. Ce fait s'expliquerait facilement si dans le nombre total de positons il y en avait une partie provenant de la matérialisation de l'énergie cinétique des rayons β et si pour ce phénomène la section efficace était proportionnelle à Z et non à Z^2 , comme l'indiquent les expériences de Skobeltzyn et Stepanowa et les nôtres.

Il résulte de tous les arguments présentés que les résultats dus à Alichanow, Alichanian et Kosodaew ne semblent pas pouvoir être considérés comme incompatibles avec le phénomène de matérialisation de l'énergie cinétique des rayons β .

3. Expériences par la méthode de la trochoïde. — a) *Expériences de Benedetti.* — Les résultats de ces expériences ont été également négatifs. L'auteur a conclu que si le phénomène de matérialisation de l'énergie cinétique des rayons β existait il devait être d'importance plus petite que l'émission spontanée de la source et la matérialisation des photons. En tout cas comme les auteurs antérieurs, il trouve une émission anormalement élevée dans le cas des éléments légers. Cet excès de positons, tout à fait en dehors des fluctuations statistiques, semble ne pouvoir s'expliquer par des erreurs expérimentales telles que l'impureté des échantillons employés ou une émission par les pièces polaires.

Cependant le gradient du champ magnétique employé dans ces expériences étant trop faible, le décalage des différentes spires de la trochoïde était trop petit, ce qui obligeait les positons à traverser un grand nombre de fois les écrans avant de les dépasser définitivement pour atteindre le compteur. Il y avait donc une absorption appréciable qui diminuait remarquablement le rendement.

b) *Expériences de Monadjemi* (21). — Nous avons signalé ce fait à M. Monadjemi qui a repris les expériences en modifiant la forme des pièces polaires de façon à augmenter le gradient du champ et en introduisant d'autres modifications dans le dispositif expérimental en vue d'augmenter le rendement. Avec le nouveau dispositif il a pu mettre en évidence l'existence du phénomène de matérialisation de l'énergie cinétique des rayons β et malgré qu'il n'ait pas pu mesurer avec précision la section efficace de ce phénomène, il a en tout cas reconnu qu'elle était de l'ordre de grandeur de 10^{-23} cm² pour le plomb, et qu'elle était proportionnelle au nombre atomique Z de l'élément irradié.

CHAPITRE IV

Comparaison des résultats expérimentaux avec les prévisions théoriques. Conclusions.

Il semble donc bien établi du point de vue expérimental que la section efficace pour le phénomène de la matérialisation de l'énergie cinétique des rayons β est comprise entre 10^{-23} cm² et 10^{-22} cm² pour le plomb et que cette section efficace est proportionnelle au nombre atomique Z du noyau dans le champ duquel a lieu la matérialisation.

Ces résultats sont en complet désaccord avec les prévisions théoriques exposées au chapitre premier.

Les formules déduites pour la section efficace ne sont pas, bien entendu, rigoureuses. Dans les calculs les auteurs se sont bornés à l'approximation de Born, c'est-à-dire que l'interaction entre les particules est considérée comme une perturbation. L'emploi de cette approximation ne suffit pas à expliquer l'écart énorme qui existe entre la valeur théorique et la valeur expérimentale de la section efficace, d'autant plus que la même méthode conduit à un excellent accord entre la théorie et l'expérience dans le cas de la matérialisation des photons.

Skobeltzyn et Stepanowa ont pensé que cet écart provient du fait que ce phénomène ne correspond pas à l'image qui en est donné par la théorie de Dirac, et que par conséquent on doit envisager une nouvelle théorie pour pouvoir en rendre compte. Nous pensons qu'il y a peut-être une façon de mettre la théorie et l'expérience en accord sans être obligé

de renoncer à la théorie de Dirac, qui a rendu dans différents domaines des services remarquables.

En effet nous avons vu au chapitre premier que pour arriver à calculer la section efficace pour la matérialisation d'une particule chargée on était amené à décomposer la transition totale des trois particules (particule heurtante, noyau heurté et électron à l'état d'énergie négative), de leur état initial à leur état final, en deux étapes, et que la façon de faire cette décomposition n'était pas unique.

En effet, on a fait le calcul de la section efficace en admettant les deux décompositions suivantes :

1° On suppose que l'électron à l'état d'énergie négative interagit avec une des particules qui se choquent et passe tout de suite à son état final d'énergie positive, tandis que la particule considérée reste dans un état intermédiaire. Cette particule interagit ensuite avec la deuxième particule et toutes les deux passent à leur état final ;

2° On suppose qu'une des particules qui se choquent interagit avec l'électron à l'état d'énergie négative, et passe tout de suite à son état final, tandis que l'électron reste dans un état intermédiaire. Ensuite l'électron subit l'interaction avec l'autre particule et tous les deux passent à leur état final.

Les formules trouvées pour la section efficace dans les deux hypothèses sont respectivement les suivantes :

$$Q = \left(\frac{1}{137} \right)^2 \left(\frac{e^2}{m_0 c^2} \right)^2 \frac{m_0^2 c^2}{M_1 T_1} Z_1^4 Z_2^2 \left(1 - \frac{M_1 Z_2}{M_2 Z_1} \right)^2$$

$$Q = \frac{28}{27\pi} \left(\frac{Z_1 Z_2}{137} \right)^2 \left(\frac{e^2}{m_0 c^2} \right)^2 \log^3 \frac{k}{\gamma}.$$

Si on compare ces deux formules, on voit qu'elles diffèrent considérablement dans leur structure.

En effet la première donne une section efficace inversement proportionnelle à l'énergie cinétique de la particule heurtante, tandis que la deuxième donne une section efficace

croissante avec cette énergie cinétique. En outre, tandis que dans la première on a un facteur Z_1^4 dans la deuxième on a Z_1^2 .

Si on compare les valeurs absolues des sections efficaces données par les deux formules, on voit que pour une énergie cinétique de 10^8 eV la valeur donnée par la seconde est plus de 1 000 fois supérieure à celle donnée par la première.

Cela nous montre l'importance extrême du choix adopté pour la décomposition du phénomène, décomposition qui n'est qu'un artifice mathématique sans rapport avec la réalité physique.

Or, il nous semble que les deux décompositions envisagées et qui ont été soumises aux calculs, ne sont pas les seules qu'on puisse faire. On pourrait par exemple admettre la décomposition suivante : les deux particules qui se choquent interagissent entre elles, l'une passant tout de suite à son état final, l'autre restant dans un état intermédiaire ; ensuite celle-ci réagirait avec l'électron à l'état d'énergie négative et tous les deux passeraient à leur état final.

Il serait possible que le calcul dans cette hypothèse puisse amener à des résultats en accord avec l'expérience. En effet, lorsqu'un rayon β pénètre suffisamment à l'intérieur de l'atmosphère électronique d'un atome il est attiré vers le noyau. Si son énergie n'est pas très grande il pourra être fortement dévié et s'approcher assez près du noyau, en même temps que son énergie cinétique augmenterait appréciablement. Cela pourrait faire rentrer dans la zone où la matérialisation est possible des rayons dont la trajectoire, si elle était rectiligne, passerait assez loin de cette zone, ce qui correspond à une remarquable augmentation de la section efficace. On pourrait même s'attendre à ce que la section efficace ait une valeur maximum pour une certaine énergie et décroisse ensuite, cette valeur n'étant pas très éloignée de la valeur minimum de 1,024 MeV.

On pourrait encore s'attendre à ce que des particules dont

l'énergie cinétique soit un peu inférieure à 1,024 MeV puissent se matérialiser grâce à l'accélération que leur fait subir l'action du noyau. En effet cette accélération peut faire que la particule arrive dans la zone où la matérialisation de son énergie cinétique devient possible avec une énergie suffisante pour cette matérialisation, même si l'énergie initiale de la particule ne suffisait pas. Seulement dans ce cas l'énergie cinétique communiquée à l'électron créé ne serait pas suffisante pour qu'il puisse s'éloigner du noyau, et, comme il n'y a pas d'orbite libre où il puisse rester il faudrait que cette matérialisation soit suivie d'une dématérialisation. Cela ajouterait une nouvelle interaction entre le noyau et la particule incidente qui pourrait peut-être expliquer les divergences entre la théorie et l'expérience en ce qui concerne les chocs entre les rayons β et les noyaux.

On pourrait admettre aussi que dans ce cas l'électron serait absorbé par le noyau mais cela exigerait en même temps qu'un neutrino soit émis; on aurait alors une transmutation. Cependant, la section efficace pour ce phénomène est probablement extrêmement faible.

CHAPITRE V

Matérialisation d'un photon dans le champ d'un électron.

1. **Energie nécessaire pour ce phénomène.** — En 1933, F. Perrin (11) a prévu et étudié du point de vue théorique la possibilité de matérialisation d'un photon par interaction avec un électron. Nous avons vu au premier chapitre que dans le cas où la matérialisation a lieu dans le champ du noyau, la conservation simultanée de l'énergie et de l'impulsion exige que le noyau prenne une impulsion considérable, mais qui eu raison de sa grande masse, l'énergie correspondante est négligeable, de telle sorte que la matérialisation est possible dès que l'énergie du photon est supérieure à la somme des masses des deux électrons créés soit environ 1,024 MeV.

Le même phénomène doit pouvoir avoir lieu dans le champ d'un électron, mais alors, la conservation de l'impulsion exige que cet électron préexistant prenne aussi une énergie considérable, si bien que l'énergie minimum du photon incident pour laquelle le phénomène devient possible doit être plus élevée que dans le cas précédent.

Un calcul simple montre que cette valeur minimum est alors $4m_0c^2$, soit environ 2,048 MeV. Pour un photon d'une telle énergie, la moitié de l'énergie sert à créer la masse propre des électrons matérialisés et l'autre moitié se retrouve sous forme d'énergie cinétique des trois particules. Chacune d'elles est projetée dans la direction du photon incident avec

une vitesse $v = \frac{4}{5} c$ qui correspond à une énergie cinétique de $\frac{2m_0c^2}{3}$, soit environ 340 ekV. Si l'énergie du photon incident est plus grande que cette valeur limite, la matérialisation sur un électron donnera encore 3 électrons (2 négatifs et 1 positif) projetés vers l'avant mais d'énergies et d'inclinaisons diverses.

Les énergies des trois particules seront alors comprises entre les valeurs :

$$\frac{\alpha^2 - 2\alpha - 2 \pm \sqrt{\alpha(\alpha - 4)}}{2\alpha + 1} m_0c^2$$

α étant le rapport $\frac{h\nu}{m_0c^2}$ entre l'énergie du photon et celle d'un électron au repos.

L'angle maximum d'inclinaison des trajectoires par rapport à la direction du photon incident est donné par :

$$\cos \Theta_M = \frac{2}{\sqrt{\alpha}}.$$

Pour les photons de 2,65 MeV du ThC'' on a $\alpha = 5,17$ ce qui donne :

$$\begin{aligned} E_m &= 0,173m_0c^2 = 75 \text{ ekV} & \Theta_M &= 28^\circ 4 \\ E_M &= 2,39m_0c^2 = 1\,225 \text{ ekV} \end{aligned}$$

2. Section efficace pour la matérialisation d'un photon dans le champ d'un électron. — Les sections efficaces pour la matérialisation d'un photon dans le champ d'un électron et dans le champ d'un proton doivent être vraisemblablement très voisines, puisque la distribution des champs électriques dans les deux cas est la même (sauf pour les distances inférieures au rayon de l'électron, ce qui ne doit pas intervenir d'une façon importante).

Nous avons vu que la section efficace pour la matérialisa-

tion d'un photon dans le champ d'un noyau de nombre atomique Z est proportionnelle à Z^2 , c'est-à-dire qu'elle est Z^2 fois plus grande que la probabilité de matérialisation sur un proton. D'autre part, la section efficace de matérialisation sur un quelconque des Z électrons périphériques est manifestement Z fois la section efficace de matérialisation sur un électron, qui est la même que sur un proton.

On conclut donc que la section efficace pour la matérialisation d'un photon sur un quelconque des électrons périphériques d'un atome de nombre atomique Z est Z fois plus petite que la section efficace pour matérialisation sur le noyau.

Puisqu'on connaît les formules qui donnent cette dernière section efficace on n'a qu'à les diviser par Z pour obtenir les expressions de la section efficace pour la matérialisation dans le champ d'un électron.

3. Observation expérimentale du phénomène. — Comme la matérialisation sur un noyau, la matérialisation d'un photon dans le champ d'un électron peut être observée dans une chambre de Wilson si elle a lieu dans le gaz qui remplit la chambre ou dans un écran mince placé à l'intérieur.

On doit alors observer à partir d'un point (dans le gaz ou dans l'écran mince) une fourche triple constituée par trois trajectoires électroniques dont deux correspondant à des électrons négatifs et une à un électron positif. Si dans la chambre règne un champ magnétique uniforme, ces trois trajectoires sont circulaires et le sens de la courbure indique tout de suite le signe de la charge de la particule. Ce phénomène se distingue donc de celui de la matérialisation de l'énergie cinétique d'un électron en ce que dans le cas qui nous intéresse maintenant il n'y a pas de trajectoire venant aboutir au sommet commun des trois autres, le photon ne laissant pas de traces de son passage dans le gaz de la chambre.

En mesurant le rayon de courbure des trajectoires et l'intensité du champ magnétique, on peut facilement évaluer l'énergie des particules.

Nous avons pu en effet observer une fois une telle fourche triple.

Le dispositif expérimental était le suivant : la source était constituée par un petit cylindre de laiton activé sur une de ces bases par le dépôt actif du Th. Elle était placée dans un petit canaliseur en plomb à l'extérieur de l'appareil Wilson, en face d'une fenêtre en aluminium de $30\ \mu$ d'épaisseur. A l'intérieur de la chambre était placé, suivant un diamètre, un écran en plomb de $0,05\ \text{mm}$. d'épaisseur. La chambre était entourée d'une bobine destinée à créer un champ magnétique.

La fourche triple semble prendre naissance dans l'écran de plomb. D'après les rayons de courbures des trois trajectoires on déduit pour les énergies les valeurs suivantes : pour le positon $326\ \text{ekV}$, pour un des négatons $223\ \text{ekV}$ et pour l'autre $713\ \text{ekV}$. Evidemment rien ne permet de distinguer de ces deux négatons lequel a été créé par matérialisation et lequel préexistait. Les valeurs de l'énergie obtenue ont une précision de l'ordre de $10\ 0/0$.

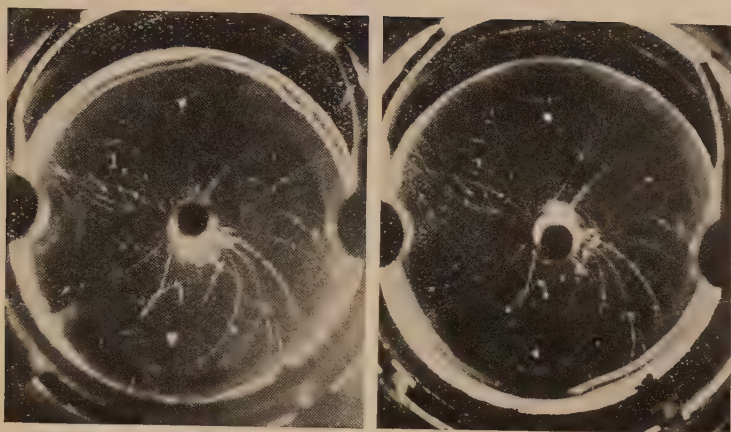
Si on ajoute ces trois énergies et plus $1,0\ \text{MeV}$ nécessaires pour la création de la masse des deux électrons de matérialisation, on obtient $2,3\ \text{MeV}$. Cette valeur devrait correspondre à l'énergie du photon. Il faut cependant remarquer que si la matérialisation a eu lieu à l'intérieur de l'écran de plomb, les énergies mesurées sont plus faibles que les énergies au moment de la matérialisation à cause de la perte d'énergie dans la traversée de l'écran. La traversée complète de l'écran par un électron exige une dépense d'énergie de $200\ \text{ekV}$.

On peut donc admettre que l'énergie du photon matérialisé est de $2,65\ \text{MeV}$, les photons de cette énergie étant particulièrement nombreux dans le spectre du ThC'' .

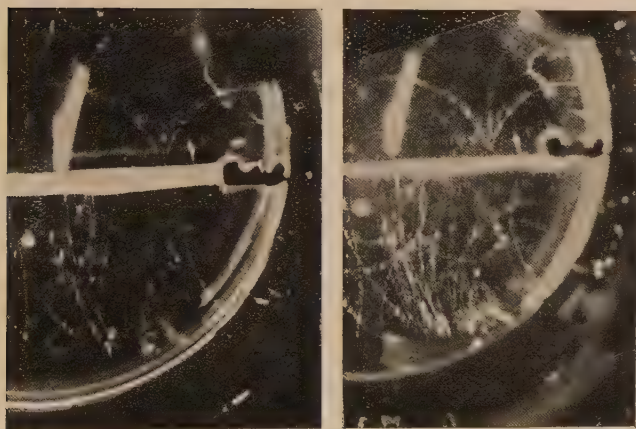
On voit que les résultats quantitatifs sont en bon accord, aux erreurs expérimentales près, avec les prévisions théoriques.

Nous donnons dans la planche une reproduction de la paire de clichés stéréoscopiques de la fourche.





Positon sortant d'un écran de plomb.



Fourche triple provenant de la matérialisation d'un photon dans le champ d'un électron.

BIBLIOGRAPHIE

1. Carl D. ANDERSON. — *Phys. Rev.*, **43** (1933), 491.
 2. J. CHADWICK, P. M. S. BLACKETT et G. OCCHIALINI. — *Nature*, **131** (1933), 473.
 3. Irène CURIE et F. JOLIOT. — *Comptes Rendus*, **196** (1933), 1105.
 4. J. R. OPPENHEIMER et M. S. PLESSET. — *Phys. Rev.*, **44** (1933), 53.
 5. W. H. FURRY et J. F. CARLSON. — *Phys. Rev.*, **44** (1933), 237.
 6. D. SKOBEŁTZYN. — *Nature*, **133** (1934), 23.
 7. D. SKOBEŁTZYN et E. STEPANOWA. — *Journ. Phys.*, **6** (1935), 1.
 8. A. I. ALICHANOW, A. I. ALICHANIAN et M. S. KOSODAEW. — *Journ. Phys.*, **7** (1936), 163.
 9. S. DE BENEDETTI. — *Journ. Phys.*, **7** (1936), 205.
 10. A. MARQUES DA SILVA. — *Comptes Rendus*, **202** (1936), 2070.
 11. F. PERRIN. — *Comptes Rendus*, **197** (1933), 1100.
 12. L. DE BROGLIE. — *L'électron magnétique*. Hermann et Cie, Paris, 1934.
 13. H. BETHE et W. HEITLER. — *Proc. Roy. Soc.*, **146** (1934), 83.
 14. L. DE BROGLIE. — *Une nouvelle conception de la lumière*, Hermann et Cie éd., Paris, 1934.
 15. W. HEITLER et L. NORDHEIM. — *Journ. Phys.*, **5** (1934), 449.
 16. H. J. BHABHA. — *Proc. Roy. Soc.*, **152** (1935), 559.
 17. F. JOLIOT. — *Journ. Phys.*, **5** (1934), 216.
 18. D. SKOBEŁTZYN et E. STEPANOWA. — *Nature*, **137** (1936), 272.
 19. H. STAUB. — *Helv. Phys. Acta*, **9** (1936), 306.
 20. F. C. CHAMPION et A. BARBER. — *Nature*, **140** (1937), 105.
 21. M. MONAJEMI. — *Journ. Phys.*, **8** (1937), 347.
 22. A. MARQUES DA SILVA. — *Comptes Rendus*, **206** (1938), 1365.
-

TABLE DES MATIÈRES

CHAPITRE PREMIER

*Considérations générales sur la matérialisation des photons
et sur la matérialisation de l'énergie cinétique
des particules matérielles chargées.*

	Pages
1. Matérialisation d'un photon	5
2. Observation expérimentale de la matérialisation d'un photon	6
3. Interprétation de la matérialisation des photons d'après la théorie de l'électron de Dirac.	6
4. Calcul théorique de la section efficace pour la matérialisation des photons.	8
5. Vérifications expérimentales	10
6. Matérialisation de l'énergie cinétique d'une particule matérielle chargée	11
7. Observation expérimentale du phénomène	11
8. Interprétation de la matérialisation de l'énergie cinétique d'une particule matérielle d'après la théorie de Dirac.	12
9. Calcul théorique de la section efficace pour la matérialisation de l'énergie cinétique d'une particule matérielle chargée	13
10. Résultats expérimentaux	16

CHAPITRE II

*Mesure de la section efficace pour la matérialisation
de l'énergie cinétique des rayons β du RaC.*

1. Dispositif expérimental.	18
2. Variation du nombre de positons observés avec l'épaisseur de l'écran.	19

	Pages
3. Vérification de la constance du temps d'efficacité de l'appareil Wilson	21
4. Origine des positons observés.	21
5. Positons émis directement par la source	22
6. Evaluation du nombre de positons attribuables à la matérialisation des photons de la source.	24
7. Courbe des positons attribuables à la matérialisation d'énergie cinétique des rayons β	26
8. Calcul de la section efficace pour la matérialisation de l'énergie cinétique des rayons β	27
9. Variation de la section efficace avec le nombre atomique de l'élément constituant l'écran	27

CHAPITRE III

Comparaison et discussion des expériences des divers auteurs sur la matérialisation de l'énergie cinétique des rayons β .

1. Expériences avec la chambre Wilson	29
2. Expériences par la méthode de focalisation.	33
3. Expériences par la méthode de la trochoïde.	36

CHAPITRE IV

Comparaison des résultats expérimentaux avec les prévisions théoriques. Conclusions.

CHAPITRE V

Matérialisation d'un photon dans le champ d'un électron.

1. Energie nécessaire pour ce phénomène	42
2. Section efficace pour la matérialisation d'un photon dans le champ d'un électron.	43
3. Observation expérimentale du phénomène.	44

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Isomerie nucléaire.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 22 Juillet 1938.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

CH. MAURAIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

G. ROUSSY.

